

Über Einschaltvorgänge und Übertragungsmasse elektro-akustischer Systeme

Autor(en): **Stadlin, Rudolf**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri**

Band (Jahr): **25 (1947)**

Heft 4

PDF erstellt am: **15.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-875749>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

HERAUSGEGEBEN VON DER SCHWEIZERISCHEN POST-, TELEGRAPHEN- UND TELEPHONVERWALTUNG

BULLETIN TECHNIQUE / BOLLETTINO TECNICO

PUBLIÉ PAR L'ADMINISTRATION DES POSTES, TÉLÉGRAPHES ET TÉLÉPHONES SUISSES

PUBBLICATO DALL'AMMINISTRAZIONE DELLE POSTE, DEI TELEGRAFI E DEI TELEFONI SVIZZERI

Über Einschaltvorgänge und Übertragungsmasse elektro-akustischer Systeme*

Von Rudolf Stadlin, Bern

621.392.094.2:621.395.8.081

Es werden Methoden zur Bestimmung des Übertragungsmasses elektro-akustischer Systeme angegeben und verglichen. Die Vornahme der Messungen im schallgedämpften Raum gewährleistet das Ausscheiden von Raumeinflüssen bei Frequenzen oberhalb von 100 Hz. Im Bereiche von 100 bis 10 000 Hz ist eine Entzerrung des Amplitudenganges mit einfachen Mitteln leicht durchführbar, wobei die auftretenden Laufzeitdifferenzen von Kondensatormikrophon, Verstärker und Lautsprecher 0,4, bzw. 2 und 3,5 Millisekunden betragen, was auf Grund eines orientierenden Hörversuches als tragbar betrachtet werden kann, wogegen normale Raumeinflüsse wesentlich stärker ins Gewicht fallen dürften. Da die Laufzeiten nach tiefen Frequenzen hin zunehmen, ist eine Phasenzerrung für das gesamte Frequenzband nur mit sehr grossem Aufwand möglich.

An Hand von Beispielen wird gezeigt, wie sich die Übertragungsoperatoren der einzelnen Elemente auf Grund einfacher Annahmen näherungsweise als gebrochene rationale Funktionen darstellen lassen. Mit Hilfe der so erhaltenen Formeln werden die Übertragungsfunktionen des Einheitssprunges berechnet. Für das Kondensatormikrophon und den Verstärker können Theorie und Messung zur Deckung gebracht werden, während die rechnerischen Ergebnisse für den Lautsprecher infolge der auftretenden Oberschwingungen und verwickelten Richtwirkungseffekte nur den Charakter einer groben Annäherung besitzen.

Einleitung und Problemstellung

Die Güte eines elektro-akustischen Übertragungssystems hängt im wesentlichen von zwei Faktoren ab, der Abhängigkeit der Amplitude und der Phase von der Frequenz, im Nachfolgenden als Amplituden- und Phasengang bezeichnet. Hinsichtlich der Amplitudengänge liegen bereits ausgedehnte Untersuchungen vor, während die Phasengänge weniger Interesse fanden, da sie die Klangempfindung nicht in dem Masse beeinflussen wie die ersten. Bei der Übertragung getragener Musik mag diese Auffassung weitgehend richtig sein, da hier die Klangeinsätze weniger zur Geltung kommen, aber bei musikalischen Darbietungen, bei denen die Einschwingvorgänge eine Rolle spielen (Schlagzeug usw.), dürften

die Verhältnisse anders liegen. Man wundert sich vielleicht, warum man der Untersuchung der Phasengänge, angesichts dieser nach einer Beantwortung rufenden Frage, in der Praxis derart aus dem Wege gehen konnte, wie es tatsächlich bis heute geschehen ist. Dies mag mit folgendem Umstande zusammenhängen: Man weiss, dass man hochqualifizierte Übertragungen erhalten kann, wenn man die Amplitude bis 15 000 Hz, also merklich über den praktischen Hörbereich hinaus, entzerrt. Man weiss aber nicht, ob die Güte der Übertragung davon herührt, dass gleichzeitig und unbeabsichtigterweise der Phasengang entzerrt worden ist, oder dass es wirklich auf die Phase nicht so sehr ankommt.

Es drängen sich also praktisch gesehen zwei Teilfragen auf:

1. Welches sind die mit normalen Hilfsmitteln herstellbaren Phasengänge guter Übertragungssysteme?
2. Welche Phasenverzerrungen sind zulässig?

Die zweite Frage ist nur durch eingehende subjektive Untersuchungen auf statistischer Basis mit Geräuschen und Klängen abzuklären. Orientierende Versuche mit Knacken als «Modellgeräuschen», über die in einer gesonderten Veröffentlichung berichtet werden soll, zeigen, dass Laufzeitdifferenzen für den Bereich von 100 bis 1000 Hz von ungefähr 10 Millisekunden für den Durchschnittsbeobachter hörbar sind, Laufzeitdifferenzen unter drei Millisekunden aber im allgemeinen nicht.

Dies sind wohlgerneht Angaben über die Empfindlichkeit gegenüber Aenderungen der Phasengänge bei Knacken, deren Spektrum reichhaltig ist.

Sofern sich ein Schluss auf die Empfindlichkeit gegenüber Phasenverzerrungen zwischen Wiedergabe und Original ziehen lässt, darf man, das Hauptergebnis vorwegnehmend, feststellen, dass die nach-

* Dissertation, Bern 1947.

stehend untersuchten Systeme, welche durchwegs Laufzeitdifferenzen von weniger als 10 Millisekunden aufweisen, als praktisch ausreichend entzerrt angesehen werden dürfen. Soviel ist über den allgemeinen Rahmen zu sagen, in dem die vorliegende Arbeit zu betrachten ist. Sie bezweckt, zur Beantwortung der unter 1. genannten Teilfrage einen Beitrag zu leisten. Untersucht werden experimentell und theoretisch das Kondensatormikrophon, ein elektrodynamischer Lautsprecher und ein Verstärker. Eine diesbezügliche rein experimentelle Arbeit wurde bereits von F. M. Wiener¹⁾ veröffentlicht. Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Formtreue ist das Verhalten des Uebertragungssystems gegenüber Sprüngen der Eingangsgrösse. Um diese Vorgänge rechnerisch zu erfassen, ist eine mathematische Darstellung der Uebertragungsoperatoren notwendig. An Hand eines konkreten Beispiels soll gezeigt werden, wie sich die experimentelle Bestimmung und die rechnerische Ermittlung der Uebertragungsoperatoren durchführen lässt. Die wesentlichsten Ergebnisse sind in Form von Kurvendarstellungen wiedergegeben.

Methoden und Geräte zur Messung des Uebertragungsmasses

Bevor wir uns den eigentlichen elektro-akustischen Problemen zuwenden, wollen wir vorerst einen Blick auf die grundlegenden Begriffe und die zu ihrer Messung benützten Methoden werfen. Dabei halten wir uns mit Vorteil an die Definitionen der Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik²⁾, da man dieselben ohne weiteres auf lineare Uebertragungssysteme erweitern kann, die nicht nur ausschliesslich elektrische Komponenten enthalten.

Bedeutet U_1 die Eingangs- und U_2 die Ausgangsspannung eines Vierpols, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und $j = \sqrt{-1}$, so versteht man unter dem Uebertragungsmass den natürlichen Logarithmus des Verhältnisses

$$\frac{U_1}{U_2} = e^{b(\omega) + ja(\omega)} \quad (1)$$

Das Uebertragungsmass zerfällt somit in die Komponenten:

$$\begin{aligned} b(\omega) &= \text{Dämpfung} \\ a(\omega) &= \text{Phasenmass} \end{aligned}$$

Ferner sollen folgende Bezeichnungen Verwendung finden:

$$\begin{aligned} -b(\omega) &= \text{Amplitudengang} \\ -a(\omega) &= \text{Phasengang} \end{aligned}$$

Da bei den vorliegenden Untersuchungen nur die Form der Vorgänge interessiert und nicht die absoluten Grössen, so genügt es, Dämpfung und Amplitudengang in relativen Werten anzugeben, das

heisst, man lässt eine Unbestimmtheit um eine additive Konstante zu.

In der Elektroakustik hat man aber oft Grössen verschiedener Dimensionen zu vergleichen, zum Beispiel Spannung und Schalldruck. Da aber nur die zahlenmässigen Verhältnisse von Wichtigkeit sind, können obgenannte Definitionen ohne Bedenken sinngemäss auch für diese Fälle verwendet werden. An Stelle von Ein- und Ausgangsspannung treten dann die Ein- und Ausgangsgrössen S_1 und S_2 .

Der Begriff der Spannungsübersetzung wird durch den allgemeineren Ausdruck des Uebertragungsoperators ersetzt. Dieser ist sinngemäss definiert durch das komplexe Verhältnis von Ausgangs- und Eingangsgrösse.

a. Messung von Dämpfung und Amplitudengang

Es können im wesentlichen drei Methoden unterschieden werden:

1. Punktweise Messung von Ein- und Ausgangsspannung und nachherige Quotientbildung durch Rechnung,
2. Punktweise Messung mit Dämpfungsmessern,
3. Messung mit Hilfe von Registrierinstrumenten und Oszillatoren mit Motorantrieb.

Das letzte Verfahren ist weitaus das geeignetste, da es in kürzester Zeit genügend genaue Resultate liefert; es wurde deshalb in den meisten Fällen angewandt.

Als Registrierinstrumente dienen logarithmische Pegelschreiber *Standard* oder *Neumann*, je nach Grösse der auftretenden Kurvenschwankungen.

b. Messung von Phasengängen

Zu Beginn der Untersuchungen stand ein Phasemesser *Albis* zur Verfügung, dessen Messgenauigkeit bei kleinen Phasendifferenzen am grössten ist und gegen 180° stark abnimmt. Um nun im Bereiche von 180° genau messen zu können, falls man keine Phasenumkehrschaltungen verwenden kann oder will, wurde ein kleines Gerät gebaut, dessen Schaltungsprinzip von H. Peschke³⁾ angegeben wurde (Fig. 1).

Die zu vergleichenden Spannungen werden zwischen Erde und den Eingangsklemmen I und II angelegt, mit den Potentiometern P_I und P_{II} auf gleiche Grösse reduziert und über die beiden ersten Röhren im gemeinsamen Anodenwiderstand R überlagert. Die resultierende Spannung wird dann mit der dritten Röhre weiter verstärkt und einem Röhrenvoltmeter zugeführt. Dabei wurde R sehr klein gehalten, um Anodenrückwirkungen zu vermeiden. Soll nun eine Phasenverschiebung gemessen werden, so wird zum Beispiel die erste Spannung durch den Umschalter S_I der Verstärkeranordnung zugeführt, während S_{II} an Erde gelegt wird. Mit P_I kann man am Röhrenvoltmeter einen gewissen Ausschlag U einstellen. Nachher wird die gleiche Prozedur mit der zweiten

¹⁾ F. M. Wiener. Phase Distortion in Electroacoustic Systems. J. Acoust. Soc. Am. **13** (1941), p. 115.

²⁾ Richard Feldtkeller. Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik, Leipzig 1937.

³⁾ H. Peschke. Aperiodischer Hochfrequenzverstärker für Röhrenvoltmeter bis 10 MHz. Funktechn. Monatsh. 1937, Nr. 10, S. 297.

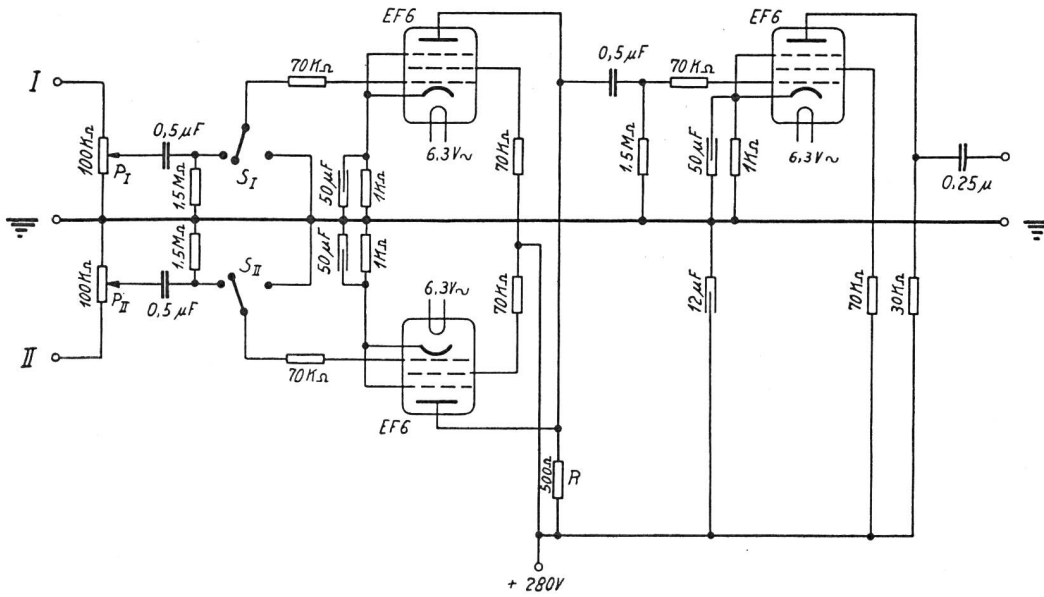


Fig. 1. Phasenmessgerät

Spannung ausgeführt und der Ausschlag U eingestellt. Dabei darf an P_I nichts mehr verändert werden. Werden jetzt die beiden Spannungen überlagert, so kann am Röhrenvoltmeter eine Spannung U_{res} abgelesen werden und nach einer einfachen vektoriellen Rechnung ergibt sich die Phasendifferenz zu

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{U_{res}}{2U} \quad (2)$$

Benützt man als Anzeigergerät statt des Röhrenvoltmeters einen Wellenanalysator, so ist auch bei grossen Klirrfaktoren eine genaue Phasenmessung möglich, da in diesem Falle die Harmonischen die Spannungsanzeige nicht beeinflussen können.

Das Kondensatormikrophon

Als Schallempfänger dient bei den nachstehenden Untersuchungen ein Kondensatormikrophon mit Vorverstärker «Siemens». Die Gründe, dem Kondensatormikrophon den Vorzug zu geben, sind die folgenden:

- Ausgeglichener Amplitudengang,
- Einfache Eichmethoden, und
- Uebersichtliche physikalische Verhältnisse.

a. Eichung mit der Kolbendruckkammer

1. Amplitudengangbestimmung:

Die Verwendung der Kolbendruckkammer zur Bestimmung des Amplitudenganges von Mikrofonen ist, im Gegensatz zu der unten beschriebenen erstmaligen Anwendung zur Phasenmessung, schon lange bekannt. Um das Verständnis der späteren Ausführungen zu erleichtern, wird die Arbeitsweise des Gerätes dennoch kurz beschrieben. Eine zylindrische Kammer K (Fig. 2) ist auf der einen Stirnfläche durch eine Scheibe abgeschlossen, in die ein kleiner beweglicher Kolben P eingelassen ist. Der gegenüberliegende Abschluss wird durch einen Flansch gebildet, der ein Gewinde zum Anschluss der Mikrophonkapsel besitzt. Das Antriebssystem S eines elektro-dynamischen Lautsprechers ist durch einen kleinen Zylinder Z mit dem Kolben P gekoppelt.

Wird nun das Antriebssystem mit Wechselstrom beschickt, so wird P hin und her bewegt und es entstehen in K Druckschwankungen der gleichen Frequenz.

Die auftretenden Druckschwankungen lassen sich nach dem Poisson'schen Gesetz leicht berechnen.

Es bedeuten:

- P_o = Luftdruck
- P = Druckvariation
- P_{max} = Amplitude der Druckvariation
- γ = Verhältnis der spezifischen Wärmen c_p / c_v
- V_o = Kammervolumen bei Ruhelage des Kolbens
- V = Volumenvariation
- x_k = Auslenkung des Kolbens
- $x_{k max}$ = Maximum von x_k

Man findet in erster Näherung die betragsmässige Beziehung:

$$P = P_o \gamma \frac{V}{V_o} \quad (3)$$

In der Akustik wird aber, wie in der Wechselstromtechnik, mit Effektivwerten des Druckes gerechnet, gemäss der Gleichung:

$$P_{eff} = \frac{P_{max}}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

Aus (3) ersieht man, dass P_{eff} proportional der Amplitude von V sein muss, die ihrerseits wiederum proportional $x_{k max}$ ist. $x_{k max}$ kann auf folgende Weise leicht gemessen werden: Man

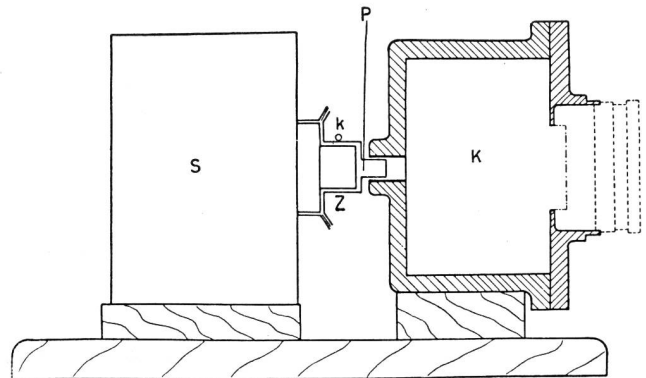


Fig. 2. Schnitt durch die Kolbendruckkammer

klebt ein kleines spiegelndes Kügelchen k auf den Zylinder Z und beleuchtet es mit einer möglichst punktförmigen Lichtquelle. Die Lichtquelle wird darin zu einem noch kleineren Punkt abgebildet, der bei Vibration des Kolbens zu einem scharfen Strich ausgezogen wird, dessen Länge $2x_{k\max}$ beträgt. Die Länge dieses Striches lässt sich mit Hilfe eines Mikroskopes mit Okularmikrometer gut messen, und die Skala des Mikrometers kann gerade in den Einheiten von P_{eff} geeicht werden.

2. Bestimmung des Phasenganges des Kondensatormikrophons mit Hilfe der Kolbendruckkammer

Während die Bestimmung des Amplitudenganges einfach durchzuführen ist, stößt man beim Phasengang auf einige Komplikationen. Man bestimmt den Phasengang des gesamten Systems Kolbendruckkammer-Kondensatormikrophon-Vorverstärker und subtrahiert die Phasengänge der Kolbendruckkammer und des Vorverstärkers allein. Der Phasengang des Vorverstärkers lässt sich in gewohnter Weise ermitteln, hingegen bietet der direkte Vergleich zwischen elektrischer und mechanischer Phase einige Schwierigkeiten, denen in folgender Weise beizukommen ist: Als Lichtquelle benützt man das Licht eines Kathodenstrahloszillographen. Sein Schirm wird mit einer Blende versehen, deren kleine kreisförmige Oeffnung mit der Ruhelage zusammenfällt. Mit einer Linse wird der Brennfleck auf das Kügelchen k abgebildet, um eine möglichst grosse Konzentration des ohnehin schwachen Lichtes zu erreichen (Fig. 3). Das Klemmenpaar der senk-

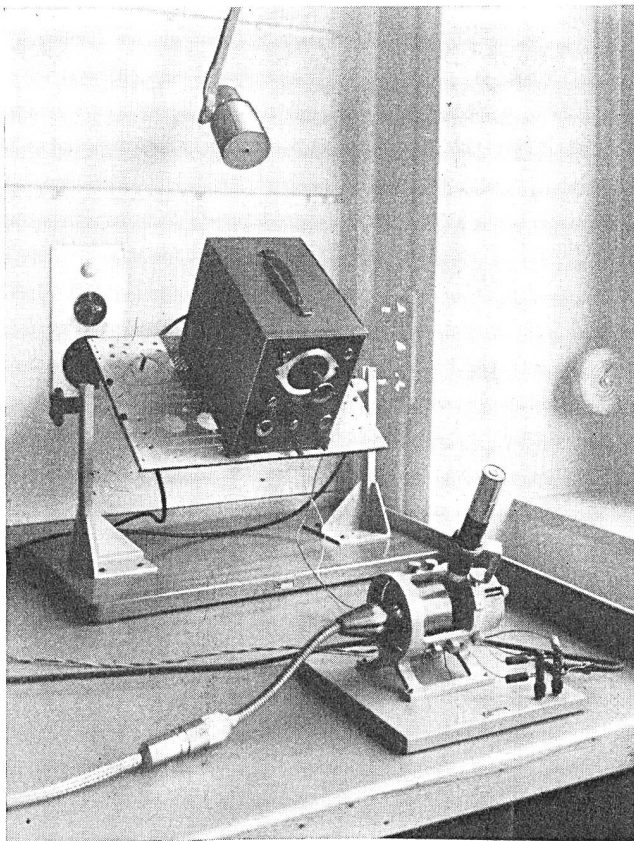


Fig. 3. Anordnung zur stroboskopischen Messung des Phasenganges der Kolbendruckkammer

rechten Ablenkung wird parallel zur Schwingspule der Kolbendruckkammer geschaltet. Bleibt das Eingangspotentiometer des Vertikalverstärkers zugehend, so zeigt sich bei angelegter Wechselspannung im Mikroskop das gewohnte Bild des ausgezogenen Striches von der Länge $2x_{k\max}$. Wird nun die vertikale Verstärkung eingeschaltet, so oszilliert der Brennfleck mit der Phase der Spannung an der Schwingspule vor der Blende hin und her und beleuchtet k nur noch intermittierend. An Stelle des ausgezogenen Striches erscheinen, infolge der stroboskopischen Beleuchtung, nur noch zwei Punkte im gegenseitigen Abstand 2Δ , der durch die Phasenverschiebung bedingt ist. Letztere errechnet sich in leicht ersichtlicher Weise nach der Formel:

$$\sin a = \frac{\Delta}{x_{k\max}} \quad (5)$$

Dazu ist zu bemerken, dass das Verfahren sich nur bewährt, wenn der Phasengang des Vertikalverstärkers im verwendeten Frequenzbereich gut und die Nachleuchtdauer des Fluoreszenzschirmes klein ist.

Der Phasengang lässt sich auch durch Rechnung aus dem Amplitudengang bestimmen. Dazu verwenden wir folgende Bezeichnungen:

m_k = schwingende Masse

r_k = Reibung

s_k = Steifigkeit

R_k = Widerstand der Schwingspule

L_k = Induktivität der Schwingspule

$$2\lambda_k = \frac{r_k}{m_k} \quad \omega_{0k}^2 = \frac{s_k}{m_k}$$

$p = j\omega$ nach der Bezeichnungsweise der Operatorenrechnung.

Für die Eingangsimpedanz des Systems gilt die bekannte Formel⁴⁾:

$$Z_{ek} = R_k + pL_k + \frac{M_k p}{p^2 + 2\lambda_k p + \omega_{0k}^2} \quad (6)$$

Dabei ist M_k eine Konstante, die durch die Konstruktionsdaten des Systems bedingt wird.

Die mechanische Impedanz gehorcht der Beziehung:

$$Z_{mk} = \frac{p^2 + 2\lambda_k p + \omega_{0k}^2}{p} \quad (7)$$

Mit der Klemmenspannung $U_{ek} e^{pt}$ ergibt sich für die Schnelle des Kolbens:

$$v_k = \frac{p B_k U_{ek} e^{pt}}{A_k p + (R_k + pL_k) (p^2 + 2\lambda_k p + \omega_{0k}^2)} \quad (8)$$

Dabei sind A_k und B_k wiederum Konstanten, die sich aus den Abmessungen des Systems ergeben.

Entsprechend findet man für die Auslenkung:

$$x_k = \frac{B_k U_{ek} e^{pt}}{A_k p + (R_k + pL_k) (p^2 + 2\lambda_k p + \omega_{0k}^2)} \quad (9)$$

⁴⁾ Technische Akustik, Erster Teil, Hrsg. von E. Waetzmann. = Handbuch der Experimentalphysik, Hrsg. von W. Wien und F. Harms, Bd. 17, 2. Teil, Leipzig 1934.

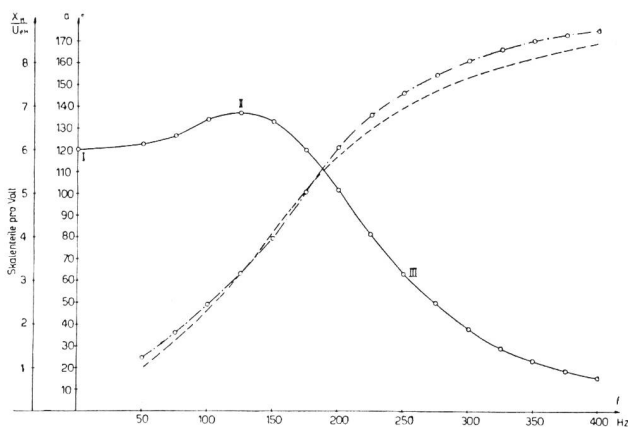


Fig. 4. Kolbendruckkammer

- Amplitudengang
- - - - - Phasengang, gerechnet aus I, II, III
- · - · - Phasengang, stroboskopisch gemessen

Aus (9) lassen sich der Amplitudengang $\frac{x_k}{U_{ek}}$ und der Phasengang $-a_k$ leicht berechnen. Fig. 4 zeigt die Berechnung des Phasenganges aus drei Punkten des Amplitudenganges. Zum Vergleich ist auch der stroboskopisch gemessene Phasengang eingezeichnet, und man erkennt deutlich die Abweichung infolge des Phasenganges des Vertikalverstärkers bei den tiefen Frequenzen. Die Abweichung bei den höheren Frequenzen erklärt sich durch die Ungenauigkeit der Längenmessungen, da die Amplituden in diesem Bereiche bereits sehr klein werden. Fig. 5 zeigt die Bestimmung des Phasenganges des Kondensatormikrophons, verglichen mit dem Resultat der nachstehend beschriebenen elektrostatischen Messung.

b. Elektrostatische Eichung

Das Prinzip der elektrostatischen Eichung ist kurz das folgende:

Der Membran des Kondensatormikrophons wird in sehr kleinem Abstände eine gitterförmige Elektrode isoliert gegenübergestellt. Wird nun zwischen Membran und Hilfelektrode eine Gleichspannung mit überlagerter Wechselspannung angelegt, so wird die Membran durch die elektrostatischen Kräfte einem Wechseldruck unterworfen, genau gleich wie in der Kolbendruckkammer. Die Gleichspannung dient zur Verhinderung einer Frequenzverdoppelung. Sie muss, verglichen mit der Wechselspannung, gross sein, um den Klirrfaktor möglichst klein zu halten. Der Vergleich zwischen Erregungs- und Mikrophonspannung ergibt direkt die Druckkammereichung im relativen Mass. Man kann die Eichung auch im absoluten Mass durchführen, indem man den elektrostatischen Druck berechnet. Die entsprechenden Formeln wurden von Ballantine⁵⁾ aufgestellt. Für die Absoluteichung muss der Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode genau bekannt sein. Die Messung dieses Abstandes ist aber mit grossen Schwierigkeiten verbunden, denen man mit Vorteil ausweicht, indem man elektrostatisch nur die Relativeichung vornimmt und sie an die Absoluteichung mit der Kolbendruckkammer anschliesst. Das Resultat einer solchen Eichung zeigt Fig. 6.

Die Bestimmung des Phasenganges ist ebenfalls sehr leicht durchzuführen, da man direkt Erreger-

und Ausgangsspannung des Vorverstärkers vergleichen kann. Wegen der Gleichstromkomponente der Erregerspannung muss diese kapazitiv auf den Phasenmesser übertragen werden, wozu ein grosser Blockkondensator notwendig ist, damit bei den tiefen Frequenzen kein zusätzlicher Phasengang auftritt. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Fig. 5 dargestellt.

Vergleicht man die beiden Methoden der Phasenmessung, so ersieht man, dass sie bis auf eine Abweichung von 5° übereinstimmen, was für akustische Verhältnisse tragbar ist. Die elektrostatische Methode ist aber vorzuziehen, weil sie mit geringerem Aufwand arbeitet und zudem das ganze Frequenzband erfasst.

c. Verhalten des Mikrophons im freien Schallfeld

Die aus der Druckkammereichung erhaltene Empfindlichkeitskurve kann nicht direkt zu Messungen im freien Schallfeld verwendet werden, da hier die Vorgänge nicht mehr quasistationär verlaufen. Wird das Mikrophon in ein freies Feld ebener Schallwellen eingeführt, so wird dieses gestört. Es treten Reflexionen und Beugungen am Mikrophonkörper auf und auf seiner Vorderseite, also am Sitz der Membran, entsteht eine Druckstauung, die mit steigender Frequenz dem doppelten Schalldruck des ungestörten Feldes zustrebt. Um die Druckstauung der Rechnung zugänglich zu machen, wurde das Mikrophon in eine Holzkugel eingebettet. Eine ausführliche Ableitung der zugehörigen Formeln wurde von Schwarz⁶⁾ veröffentlicht. In der gleichen Arbeit findet man auch gute Tabellenwerke.

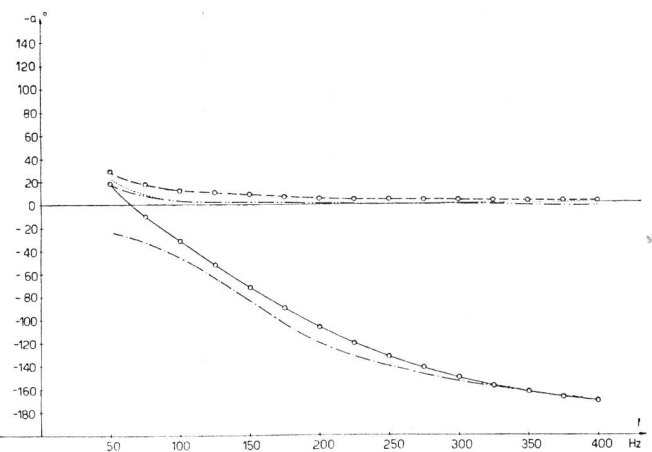


Fig. 5. Phasengänge

- System Kolbendruckkammer-Mikrophon-Vorverstärker
- - - - - Vorverstärker
- · - · - Kolbendruckkammer
- · - · - · Kondensatormikrophon
- elektrostatische Eichung

Ein weiterer störender Effekt ist die Hohlraumresonanz. Da die Membran nicht an der Kugelober-

⁵⁾ S. Ballantine. Technique of Microphone Calibration. J. Acoust. Soc. Am. 3 (1932), p. 319.

⁶⁾ L. Schwarz. Zur Theorie der Beugung einer ebenen Schallwelle an der Kugel. Akust. Z. 8. Jg., 1943, Nr. 3, S. 91.

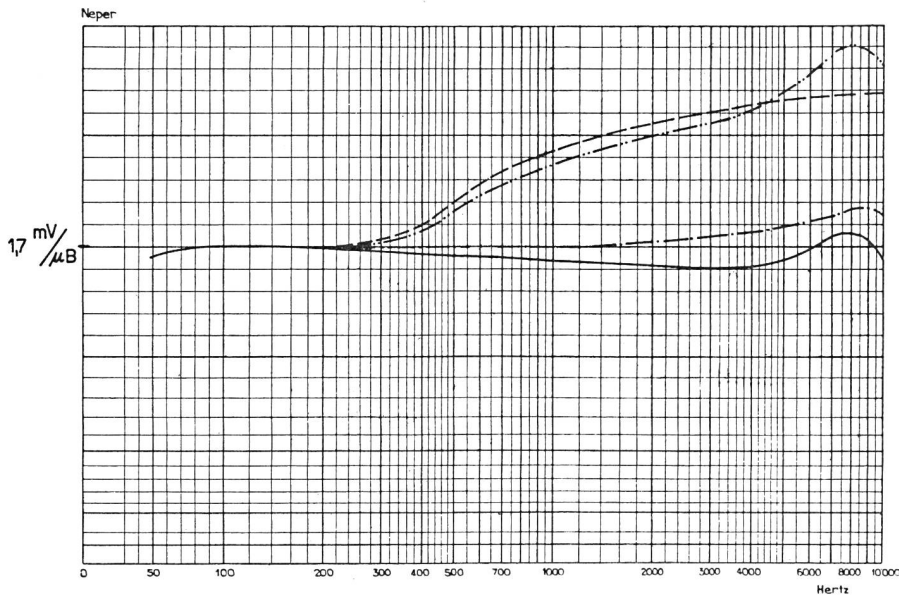


Fig. 6. Kondensatormikrophon: Amplitudengänge (1 Teilstrich = 0,1 Neper)

fläche liegt, sondern aus konstruktiven Gründen in die Kugel eingelagert ist, entstehen im vorgelagerten Hohlraum Eigenresonanzen. Ihre Berechnung findet man in allen einschlägigen Lehrbüchern, insbesondere sind die auftretenden Funktionen von Morse⁷⁾ tabelliert.

Da die beiden beschriebenen Effekte in der Fachliteratur sehr eingehend behandelt worden sind⁸⁾, wird an dieser Stelle nicht weiter auf sie eingetreten, sondern die Resultate den entsprechenden Tabellen entnommen.

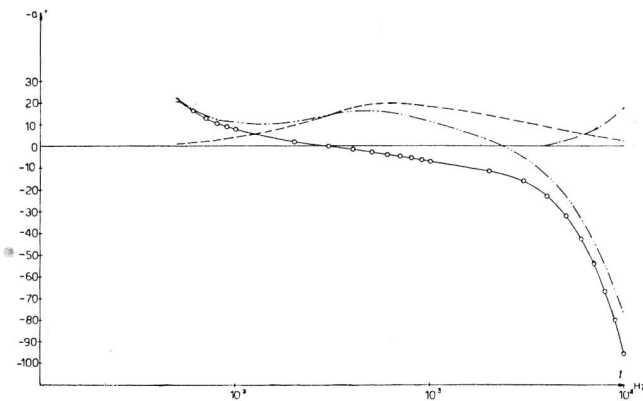


Fig. 7. Kondensatormikrophon: Phasengänge

- Druckkammererhöhung
- - - Druckstauung
- · - · - Hohlraumresonanz
- · · · · resultierender Phasengang

Die Dimensionen des Mikrophons sind die folgenden:

- Radius der Kugel = 7,25 cm
- Radius des Hohlraumes = 1 cm
- Tiefe des Hohlraumes = 0,152 cm

⁷⁾ Ph. M. Morse. Vibration and Sound. New York 1936.
⁸⁾ W. West. Pressure on the Diaphragm of a Condenser Transmitter in a simple Field. J. Instn. Electr. Eng. 68 (1930), p. 441.

Die zugehörigen Kurvendarstellungen sind aus Fig. 6 und 7 ersichtlich.

d. Die Entzerrung des Kondensatormikrophons

Zur Entzerrung des Amplitudenganges des Kondensatormikrophons werden symmetrische Filter mit konstantem Wellenwiderstand verwendet. Hierzu eignen sich infolge der einfachen Berechnung besonders Brücken-T-Glieder, für die die bekannten Beziehungen gelten.

$$R_1 R_2 = Z^2$$

$$e^g = 1 + \frac{R_1}{Z} = 1 + \frac{Z}{R_2} \quad (10)$$

Darin bedeuten:

- R_1 = Längswiderstand
- R_2 = Querswiderstand
- Z = Wellenwiderstand (600 Ω)

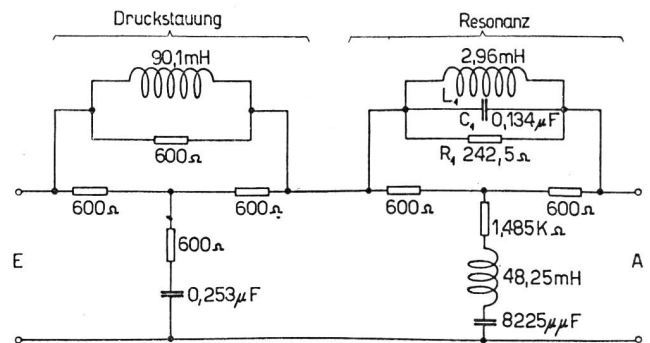


Fig. 8. Entzerrer zum Kondensatormikrophon

Eine einfache Methode, bei vorgegebenem Dämpfungsverlauf solche Filter zu berechnen, wurde von H. Weber⁹⁾ angegeben. Im Falle des Kondensator-

⁹⁾ H. Weber. Einfache Berechnungsmethode für frequenzabhängige Dämpfungsglieder. Bull. SEV, 34. Jg., 1943, Nr. 11, S. 307.

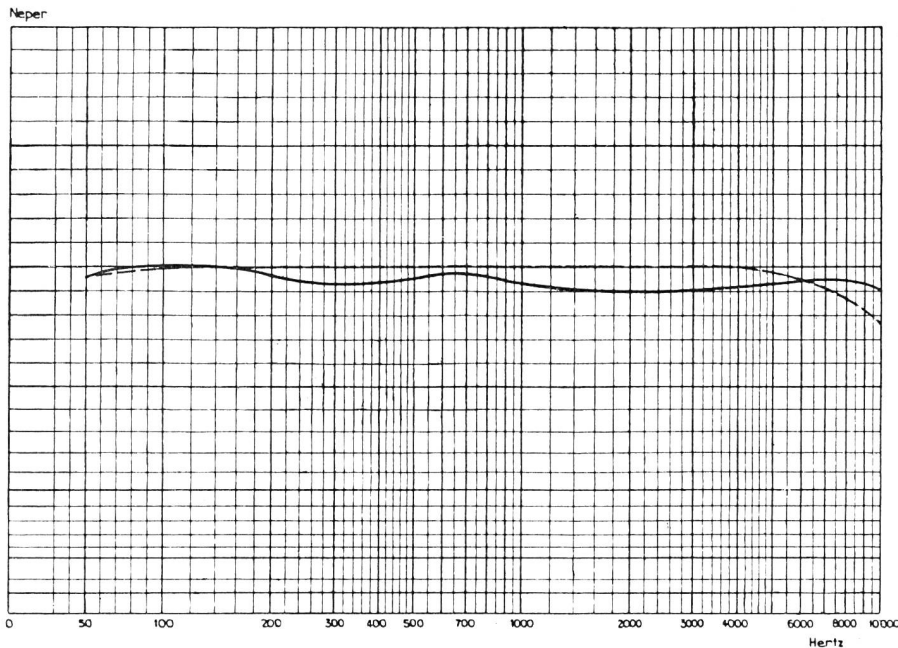


Fig. 9. Kondensatormikrophon mit Filter: Amplitudengänge (1 Teilstrich = 0,1 Neper)

mikrophons besteht das Filter aus zwei Gliedern, wobei das erste die Schalldruckstauung und das zweite Hohlraum- und Membranresonanz entzerzt. Der Entzerrer wurde zur Verwendung nach dem Vorverstärker gebaut. Seinen Aufbau zeigt Fig. 8, während Amplituden- und Phasengang nach der Filterung in Fig. 9 und 10 dargestellt werden.

Bemerkungen zum Problem der Phasenentzerrung

Da die Entzerrung des Amplitudenganges ohne weiteres gelingt, stellt sich das Problem, Filter zu entwickeln, die ohne weitere Beeinflussung des Amplitudenganges die Phasenverzerrungen aufheben. Das Kondensatormikrophon hat, wie übrigens die andern elektro-akustischen Uebertragungselemente auch, im untern Frequenzbereich eine grössere Gruppenlaufzeit als im obern. Für die Korrektur ergäben sich somit zwei Wege:

1. Entzerrung mit Filtern, die im untern Frequenzbereich eine negative Gruppenlaufzeit besitzen;
2. Entzerrung mit Filtern, die im obern Frequenzbereich eine positive Gruppenlaufzeit besitzen.

Dazu ist nun folgendes zu bemerken:

1. Filter mit konstantem Amplitudengang und gleichzeitig negativer Gruppenlaufzeit können nicht existieren. Der hier nicht wiedergegebene Beweis ergibt sich aus energetischen Betrachtungen, kann aber auch auf Grund von Reaktanztheoremen erhalten werden.

2. Filter mit konstantem Amplitudengang und positiver Gruppenlaufzeit sind ohne weiteres realisierbar. Da jedoch im vorliegenden Fall die Erhöhung der Gruppenlaufzeit im obern Frequenzbereich zu erfolgen hat, ist dazu eine sehr grosse Anzahl von Schaltelementen notwendig. Auch ist dabei zu befürchten, dass der Pegel, infolge der nicht vermeid-

baren Ohm'schen Verluste, sinkt und deshalb nachträgliche Verstärkung notwendig wird, welche wiederum eine Verschlechterung des Phasenganges bewirkt.

Aus diesen Gründen wurde von einer Korrektur des Phasenganges abgesehen.

e. Approximative Berechnung des Uebertragungsmasses des entzerrten Kondensatormikrophons

Zu diesem Zwecke betrachten wir den Zweipol, bestehend aus der Serieschaltung von Mikrofonkapazität C_M und Ableitwiderstand R .

Es bedeuten:

- U_R = Spannung am Ableitwiderstand (Ausgangsspannung),
- R = Ableitwiderstand,
- C_M = Mikrofonkapazität,
- C_0 = Mikrofonkapazität im Ruhezustand,
- U_0 = Gleichspannung am Zweipol.

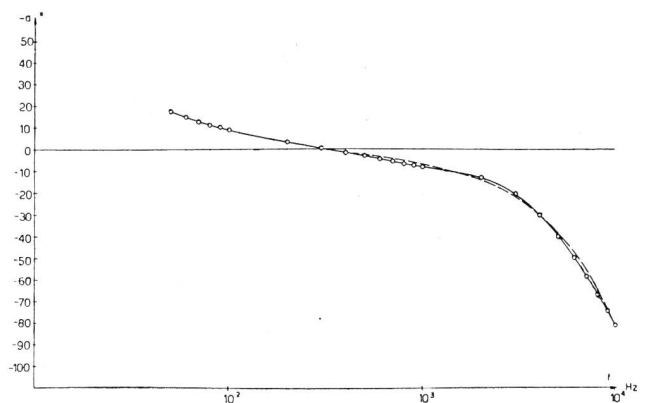


Fig. 10. Kondensatormikrophon mit Filter: Phasengänge
 ——— Wirklicher Verlauf
 - - - - - approximativer Verlauf

Mit den erlaubten Annahmen $U_R \ll U_0$ und $C_M \approx C_0$ ergibt sich die Differentialgleichung:

$$U_R = R (\dot{C}_M U_0 - C_0 \dot{U}_R) \tag{11}$$

Betrachtet man die Membran als Kolbenmembran, auf welche die Kraft $F e^{pt}$ wirkt, so erhält man bei Verwendung derselben Terminologie wie bei der Kolbendruckkammer:

$$m_M \ddot{x}_M + r_M \dot{x}_M + s_M x_M = F e^{pt}$$

$$\ddot{x}_M + \frac{r_M}{m_M} \dot{x}_M + \frac{s_M}{m_M} x_M = \frac{F}{m_M} e^{pt}$$

Die entsprechenden Setzungen lauten:

$$\frac{r_M}{m_M} = 2 \lambda_M$$

$$\frac{s_M}{m_M} = \omega_{0M}^2$$

Dadurch geht die Differentialgleichung über in:

$$\ddot{x}_M + 2 \lambda_M \dot{x}_M + \omega_{0M}^2 x_M = \frac{F}{m_M} e^{pt} \tag{12}$$

Die allgemeinen Lösungen der homogenen Gleichung stellen bekanntermassen nur die Ausgleichsvorgänge dar und verschwinden für $t = \infty$. Somit bleibt für den eingeschwungenen Zustand nur noch das nachstehende partikuläre Integral bestehen:

$$x_M = \frac{F}{m_M} \frac{e^{pt}}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2} \tag{13}$$

Auf Grund von Gleichung (13) ist man nun in der Lage, den zeitlichen Verlauf der Mikrofonkapazität zu berechnen.

Es sei S = Membranfläche
 d = Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode im Ruhezustand.

Es folgt im praktischen Maßsystem:

$$C_M = \frac{S}{\epsilon_0 (d - x_M)} = \frac{S}{\epsilon_0 d \left(1 - \frac{x_M}{d}\right)} = \frac{C_0}{1 - \frac{x_M}{d}}$$

$$C_M \approx C_0 \left(1 + \frac{x_M}{d}\right) \tag{14}$$

Einsetzen des Ausdrucks für die Auslenkung ergibt:

$$C_M = C_0 \left(1 + \frac{F}{dm_M} \frac{e^{pt}}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2}\right)$$

$$\dot{C}_M = \frac{C_0 F}{dm_M} \frac{p e^{pt}}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2} \tag{15}$$

Die Spannung am Ableitwiderstand verläuft aber ebenfalls sinusförmig mit einer gewissen Phasenverschiebung $-a$:

$$U_R = U_{R0} e^{pt-a}$$

$$\dot{U}_R = U_{R0} p e^{pt-a} = p U_R \tag{16}$$

Eingesetzt in (11):

$$U_R = R \left(\frac{U_0 C_0 F}{dm_M} \cdot \frac{p e^{pt}}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2} - C_0 p U_R \right) \tag{17}$$

Nach U_R aufgelöst:

$$U_R = \frac{RC_0 U_0}{dm_M} \frac{p}{(1 + RC_0 p) (p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2)} F e^{pt} \tag{18}$$

Mit Gleichung (18) ist der Uebertragungsoperator für die Druckkammereichung ermittelt worden. Die Rechnung hat insofern den Charakter einer Näherung, als die Membran als Kolbenmembran, Reibung und Steifigkeit als frequenzunabhängig angenommen wurden.

Formel (18) ist nun dem Verhalten im freien Schallfeld bei gleichzeitiger Entzerrung anzupassen. Bei der Untersuchung des Filters zeigt sich der glückliche Umstand, dass sowohl die Amplitudengangüberhöhung wie auch die Phasenverschiebung infolge der Druckstauung durch die entsprechende Filterkomponente praktisch vollständig kompensiert werden und deshalb bei der Rechnung gar nicht berücksichtigt werden müssen. Etwas anderes sind die Verhältnisse an der Resonanzstelle; denn es fallen Hohlraum- und Membranresonanz fast zusammen und werden deshalb durch das gleiche Filterglied korrigiert. Aber auch hier zeigt die zahlenmässige Berechnung, dass der Phasengang gut wiedergegeben wird, wenn man mit der Filterdimensionierung nur auf der Druckkammereichung basiert. Fig. 9 und 10 zeigen den Vergleich zwischen den wirklichen und den approximativ erhaltenen Kurven. Die Konstanten des Mikrophons für die Approximation wurden hierzu aus der Phasenkurve der Druckkammereichung errechnet.

Zur Bestimmung des Uebertragungsmasses des entzerrten Mikrophons im freien Schallfeld wählen wir das Brücken-T-Glied gemäss Fig. 8 als Filter für die Resonanzstelle. Der Längswiderstand ergibt sich zu:

$$R_1 = \frac{R_1 L_1 p}{R_1 + L_1 p + R_1 L_1 C_1 p^2} \tag{19}$$

Ferner folgt aus (10) für die Spannungsübersetzung:

$$e^{-g} = \frac{Z}{Z + R_1}$$

Einsetzen von R_1 ergibt:

$$e^{-g} = \frac{p^2 + \frac{p}{C_1 R_1} + \frac{1}{C_1 L_1}}{p^2 + \frac{p}{C_1 R_1} + \frac{1}{C_1 L_1} + \frac{p}{C_1 Z}} \tag{20}$$

Um nun mit (20) die Resonanzstelle von (18) zu korrigieren, muss folgende Identität bestehen:

$$p^2 + \frac{p}{C_1 R_1} + \frac{1}{C_1 L_1} \equiv p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2 \tag{21}$$

Daraus ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\frac{1}{C_1 R_1} = 2 \lambda_M$$

$$\frac{1}{C_1 L_1} = \omega_{0M}^2 \tag{22}$$

Eingesetzt:

$$e^{-g} = \frac{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2 + \frac{p}{C_1 Z}} \tag{23}$$

Ferner besteht nach H. Weber die Entzerrungsbedingung:

$$R_1 = Z (e^{b_0} - 1) \tag{24}$$

b_0 ist die Dämpfung an der Resonanzstelle. Zu ihrer Bestimmung benötigen wir die Amplitudengangüberhöhung von (18). Der Abfall der Kurve bei den tiefen Frequenzen kommt im betrachteten Frequenzbereich nicht mehr zur Geltung, so dass der erste Faktor des Nenners weggelassen werden kann. Ferner interessiert uns ja nur das Amplitudengangverhältnis zwischen Resonanzstelle und mittlerem Bereich, weshalb der konstante Faktor ebenfalls nicht berücksichtigt zu werden braucht. Die Funktion, deren betragsmässiges Maximum bestimmt werden muss, lautet somit:

$$f(p) = \frac{1}{p^2 + 2 \lambda_M p + \omega_{0M}^2}$$

$$|f(\omega)| = \frac{1}{\sqrt{(\omega_{0M}^2 - \omega^2)^2 + 4 \lambda_M^2 \omega^2}} \tag{25}$$

Die maximale Amplitudengangüberhöhung erfolgt für die Kreisfrequenz

$$\omega_{max} = \sqrt{\omega_{0M}^2 - 2 \lambda_M^2} \tag{26}$$

und besitzt den Wert

$$|f(\omega)|_{max} = \frac{1}{2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \tag{27}$$

Der Amplitudengang von (18) im mittleren Bereich unterscheidet sich nur unwesentlich von demjenigen von (25) bei $\omega = 0$, so dass wir diesen zum Vergleich benutzen können. Er beträgt:

$$|f(0)| = \frac{1}{\omega_{0M}^2}$$

Daraus ergibt sich die Amplitudengangüberhöhung zu

$$\frac{\omega_{0M}^2}{2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}}$$

und die Dämpfung des Filters an der Resonanzstelle zu

$$b_0 = \ln \frac{\omega_{0M}^2}{2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \tag{28}$$

In (24) eingesetzt:

$$R_1 = Z \frac{\omega_{0M}^2 - 2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}}{2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \tag{29}$$

In (22) eingesetzt:

$$C_1 = \frac{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}}{Z (\omega_{0M}^2 - 2 \lambda_M \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2})} \tag{30}$$

Dies ergibt nach (23) für die Spannungsübersetzung:

$$e^{-g} = \frac{p^2 + 2 \lambda_M p - \omega_{0M}^2}{p^2 + \frac{\omega_{0M}^2}{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} p + \omega_{0M}^2} \tag{31}$$

Multiplikation mit (18) ergibt:

$$U_R = \frac{R C_0 U_0}{d m_M} \cdot \frac{p \cdot F e^{p t}}{(1 + R C_0 p) \left(p^2 + \sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2} p + \omega_{0M}^2 \right)}$$

Nach dieser Formel wurden die Kurven in Fig. 9 und 10 berechnet. Wie daraus ersichtlich ist, wird das Verhalten des Kondensatormikrophons mit Entzerrer im freien Schallfeld gut wiedergegeben.

f. Der Einschaltvorgang¹⁰⁾

Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Qualität eines Mikrophons, bzw. eines linearen Uebertragungssystems, ist sein Verhalten gegenüber momentanen Druck- bzw. Spannungsschwankungen. Je formtreuer diese Intensitätssprünge übertragen werden, desto besser ist die Uebertragungsgüte des betreffenden Systems. Als Prototyp eines solchen Sprunges wählt man den Einheitssprung, das heisst eine Funktion, die für negative Zeiten verschwindet und für positive den Wert 1 besitzt. Für sie existiert eine Integraldarstellung, das sog. Hakenintegral:

$$\frac{1}{2 \pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{e^{p t}}{p} dp = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t > 0 \end{cases} \tag{33}$$

Dabei ist der Integrationsweg so zu wählen, dass die Singularitätsstelle $p = 0$ rechts umgangen wird. Dieser Einheitssprung wird im allgemeinen nicht formtreu übertragen, sondern es resultiert ein Ausgleichsvorgang, dessen mathematischer Ausdruck den Namen Uebertragungsfunktion trägt. Unser Problem besteht nun darin, die Uebertragungsfunktion des entzerrten Kondensatormikrophons zu berechnen. Zu diesem Zwecke bedient man sich mit Vorteil der Methode der Laplace-Transformation¹¹⁾. Ihre Theorie ist in verschiedenen Lehrbüchern ausführlich behandelt, sodass hier nur auf die wesentlichen Begriffe eingetreten wird.

¹⁰⁾ Karl Willy Wagner. Operatorenrechnung nebst Anwendung in Physik und Technik, Leipzig 1940.

¹¹⁾ Gustav Doetsch. Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation. Berlin 1937.

Definitionen:

$F(t)$ = Oberfunktion

$f(p)$ = Unterfunktion

Die Laplacetransformation lautet:

$$f(p) = \int_0^{\infty} e^{-pt} F(t) dt = L F(t) \quad (34)$$

Sie besitzt folgende Umkehrung:

$$F(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} e^{pt} f(p) dp = L^{-1} f(p) \quad (35)$$

Dabei hat der Integrationsweg alle eventuellen Singularitätsstellen rechts zu umgehen. Ferner kann der Integrationsweg um die Singularitätsstellen zusammengezogen werden, was der Entwicklung nach den Residuen entspricht (Beweis nach Sätzen von Jordan und Cauchy).

¹²⁾ Wilhelm Magnus und Fritz Oberhettinger. Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik. Berlin 1943.

$$A(t) = \frac{R C_o U_o}{dm_M} \cdot \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{e^{pt} dp}{(1 + R C_o p) \left(p^2 + \frac{\omega_{0M}^2}{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} p + \omega_{0M}^2 \right)} \quad (37)$$

Unter Anwendung der Laplacesymbolik ergibt sich:

$$A(t) = \frac{U_o}{dm_M} L^{-1} \frac{1}{\left(p + \frac{1}{R C_o} \right) \left(p^2 + \frac{\omega_{0M}^2}{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} p + \omega_{0M}^2 \right)} = \frac{U_o}{dm_M} L^{-1} f(p) \quad (38)$$

Zerlegung des Nenners in Linearfaktoren führt zum Ausdruck:

$$f(p) = \frac{1}{(p + \alpha)(p + \beta_1)(p + \beta_2)} \quad (39)$$

Dabei bedeuten:

$$\alpha = \frac{1}{R C_o}; \quad \beta_{1,2} = \frac{\omega_{0M}^2}{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \pm \frac{\omega_{0M}}{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \sqrt{4\lambda_M^2 - 3\omega_{0M}^2} \quad (40)$$

Der 2. Radikand ist negativ, weshalb man schreiben kann:

$$\beta_{1,2} = \frac{\omega_{0M}^2}{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \pm j \frac{\omega_{0M}}{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} \sqrt{3\omega_{0M}^2 - 4\lambda_M^2} \quad (41)$$

Aus den Transformationstabellen entnimmt man:

$$L^{-1} f(p) = \frac{(\beta_2 - \beta_1) e^{-\alpha t} + (\alpha - \beta_2) e^{-\beta_1 t} + (\beta_1 - \alpha) e^{-\beta_2 t}}{(\alpha - \beta_1)(\beta_1 - \beta_2)(\beta_2 - \alpha)} \quad (42)$$

Einsetzen und Rückgängigmachen der Substitutionen ergibt:

$$A(t) = \frac{R^2 C_o^2 U_o}{dm_M} \frac{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}}{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2} (1 + \omega_{0M}^2 C_o^2 R^2) - R C_o \omega_{0M}^2} \left\{ e^{-\frac{t}{R C_o}} + e^{-\frac{\omega_{0M}^2 t}{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}}} \left[\frac{2\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2} - R C_o \omega_{0M}^2}{\omega_{0M} R C_o \sqrt{3\omega_{0M}^2 - 4\lambda_M^2}} \sin \left(\frac{\omega_{0M}}{2} \sqrt{\frac{3\omega_{0M}^2 - 4\lambda_M^2}{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} t \right) - \cos \left(\frac{\omega_{0M}}{2} \sqrt{\frac{3\omega_{0M}^2 - 4\lambda_M^2}{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} t \right) \right] \right\} \quad (43)$$

An Ober- und Unterfunktion werden gewisse Bedingungen gestellt, so z. B.:

$F(t)$ ist integrierbar und verschwindet für negative t .

Ferner ist bei den betrachteten Problemen $f(p)$ im Unendlichen regulär und verschwindet daselbst.

Für den praktischen Gebrauch bedient man sich Transformationstabellen, wie sie in den einschlägigen Lehrbüchern angeführt sind¹²⁾.

Der Einschaltedruck, der auf das Mikrophon wirken soll, habe die Form von (33). Die Integraldarstellung erweist sich gerade als spektrale Zerlegung. Dieses Spektrum wird nun durch den Uebertragungoperator (32)

$$\frac{U_R}{F e^{pt}} = \frac{R C_o U_o}{dm_M} \frac{p}{(1 + R C_o p) \left(p^2 + \frac{\omega_{0M}^2}{\sqrt{\omega_{0M}^2 - \lambda_M^2}} p + \omega_{0M}^2 \right)}$$

übertragen, und man erhält die Uebertragungsfunktion durch die Formel:

(43) kann geschrieben werden als:

$$A(t) = A_1 \left[e^{-\alpha_1 t} + A_2 e^{-\alpha_2 t} \sin(\beta t - a) \right] \tag{44}$$

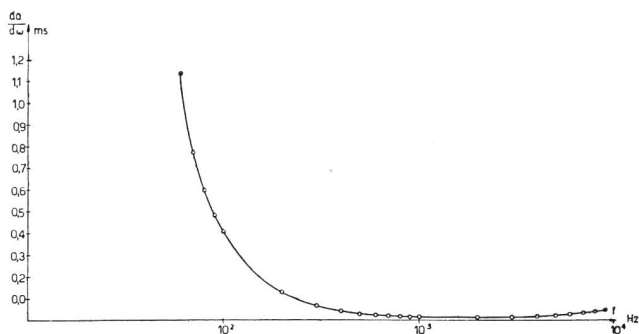


Fig. 11. Kondensatormikrophon: Gruppenlaufzeit

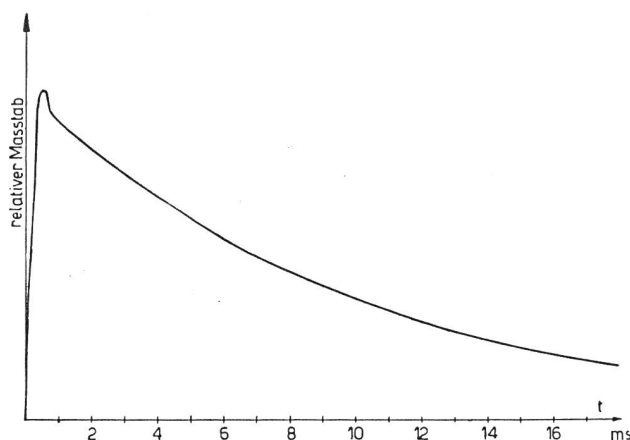


Fig. 12.

Übertragungsfunktion des entzerrten Kondensatormikrophons

Fig. 12 zeigt das Ergebnis der numerischen Auswertung der Uebertragungsfunktion des entzerrten Kondensatormikrophons. Man sieht deutlich, dass die Eigenschwingung der Membran infolge der grossen Dämpfung innerhalb einer Millisekunde abklingt. Dies hat zur Folge, dass das System näherungsweise wie eine gewöhnliche CR-Kopplung, bestehend aus

Mikrofonkapazität und Ableitwiderstand, wirkt und daher den gleichen Kriterien unterworfen werden kann, welche zur Beurteilung widerstandsgekoppelter Verstärker dienen. (Fortsetzung folgt.)

Grundgeräusche von Verstärkern

Von W. Roos, Zürich

534.322.3:621.396.645.1

Wenn wir von Geräuschen sprechen, so müssen wir uns erst klar machen, was darunter zu verstehen ist. Ein musikalischer Klang besteht aus dem Grundton und zahlreichen, harmonisch liegenden Obertönen. Ein Geräusch dagegen setzt sich aus vielen unharmonischen Einzeltönen zusammen, wie zum Beispiel, wenn wir ein gedehntes «Sch» aussprechen, oder wenn wir einen Staubsauger usw. hören. Geräusche können auch in Verstärkern entstehen, so dass wir bei jedem elektro-akustischen Uebertragungssystem danach trachten müssen, dass der Geräuschanteil im Verhältnis zu Sprache und Musik möglichst klein bleibt.

Im Verstärkerbau unterscheiden wir ganz allgemein zwischen Kraftverstärkern, die die für die Lautsprecher erforderliche Leistung erzeugen und Vorverstärkern, deren Aufgabe es ist, das meist sehr schwache Eingangssignal so zu verstärken, dass damit ein Kraftverstärker angesteuert werden kann. Bei einem Kraftverstärker ist es vor allem wichtig, dass ein genügender Pegelunterschied zwischen der maximal abgebbaren Spannung und der Geräuschspannung des Verstärkers vorhanden ist. In einem mit Menschen gefüllten Saale wird ein geringes Rauschen vom Lautsprecher her kaum mehr stören. In diesem Falle ist hauptsächlich darauf zu achten, dass das *Netzbrummen* in einem zulässigen Rahmen gehalten werden kann, da ein konstanter Ton von 100 Hz den Hörer immerhin empfindlich stören kann.

Die Gleichrichtung muss also von einer genügenden Filterung gefolgt sein.

Weit höhere Anforderungen stellt man nun in der Regel an die sogenannten Vorverstärker, denn es ist klar, dass, wenn bereits am Eingang des Vorverstärkers Geräusche entstehen, diese mit dem Signal verstärkt werden, so dass dann eine grundgeräuschfreie Uebertragung überhaupt unmöglich wird. Es ist somit vor allem wichtig, den Geräuschen der Vorverstärker genügend beizukommen und in diesen ist es namentlich der Verstärkereingang und die erste Verstärkerstufe, die schliesslich das Endgeräusch bestimmen. Das Geräusch, das wir nach der ersten Verstärkerstufe als unregelmässige Spannungsschwankungen erhalten, wird in jeder nachfolgenden Verstärkerstufe weiter verstärkt und bestimmt so endlich das Geräusch der gesamten Verstärkerkette. Was sind nun für Geräuschquellen zu erwarten?

Vor allem dürfen wir nie vergessen, dass wir bei den Röhren wohl einen ruhigen Anodenstrom messen, dass dieser aber in Wirklichkeit aus einer unablässigen Folge von einzelnen Elektronen besteht, die von der geheizten Kathode zu der unter Spannung stehenden Anode fliegen. Schon in dieser Tatsache sind verschiedene Geräuschquellen eingeschlossen. Die Heizung der Kathode kann direkt oder indirekt sein, wichtig für die Elektronenemission ist die auf der emittierenden Schicht erzeugte Temperatur. Eine kalte Elektrode vermag keine Elektronen abzustos-